

# Plasmi laser prodotti da target drogati

**L. Velardi<sup>1,\*</sup>, P. Dicarolo<sup>1</sup>, M.V. Siciliano<sup>1</sup>, V. Nassisi<sup>1</sup>**

<sup>1</sup> Dipartimento di Fisica, Università del Salento, Laboratorio di Elettronica Applicata e Strumentazione (LEAS), INFN, Via per Arnesano, 73100 Lecce – Italy, \*[luciano.velardi@le.infn.it](mailto:luciano.velardi@le.infn.it)

**J. Krása<sup>2</sup> and A. Velyhan<sup>2</sup>**

<sup>(2)</sup> Institute of Physics, ASCR, v.v.i., Na Slovance 2, 182 21 Prague, Czech Republic

## Abstract

In questo lavoro è stato eseguito uno studio sulle proprietà di plasmi da laser prodotti con target drogati. Un laser ad eccimeri KrF con  $\lambda_0 = 248$  nm e 23 ns di durata dell'impulso è stato utilizzato per indurre ablazione. Come target sono stati utilizzati tre dischetti di rame, uno completamente puro e due drogati secondo le seguenti percentuali: uno con 2% di Be e l'altro con 4% di Sn. I risultati sperimentali hanno mostrato come l'emissione di plasma sia più efficiente per i target drogati rispetto a quello puro. Sono state anche eseguite misure di temperatura della piuma, velocità degli ioni e distribuzione angolare di carica per tutti e tre i target. Le fluenze laser utilizzate sono state le seguenti: 1.2, 2.4 e 4.8 J/cm<sup>2</sup>. Sotto queste condizioni i risultati sperimentali hanno mostrato come la presenza delle percentuali di 2% di Be e 4% di Sn abbia un ruolo non marginale e influenzi l'emissione ionica dei due target drogati.

## INTRODUZIONE

La produzione di plasma mediante processi di ablazione laser è generalmente determinata dalle proprietà del fascio laser focalizzato sulla superficie del target [1, 2, 3]. Il non trascurabile ruolo delle proprietà del target (la sua struttura, la sua morfologia superficiale) e le proprietà ambientali che influenzano notevolmente l'emissione, è stata dimostrata in molti lavori [4, 5, 6, 7, 8]. Ma non devono essere dimenticate le proprietà del fascio laser, come la dimensione dello spot, la posizione del fuoco, la lunghezza d'onda e la fluenza.

Nell'ultimo decennio, lo studio degli effetti delle impurità chemisorbite e dei materiali a multi-componente utilizzati come target per produrre pla-

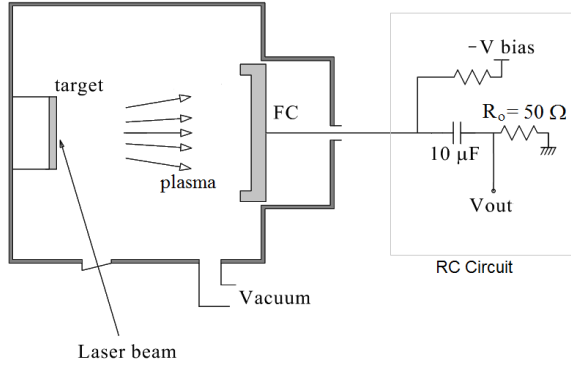
sma sta diventando un argomento di crescente interesse. L'influenza delle impurezze sulla superficie del target e la presenza di droganti ad alto-Z è infatti importante per l'emissione di particelle ad alta energia con impulsi laser ultra-brevi [9, 10, 11].

Molti lavori hanno mostrato che la presenza di impurità ad alto-Z in un foglio di polimeri aumenta la densità del plasma prodotto, la velocità degli ioni e la collimazione della piuma [12]. È stato anche sperimentalmente dimostrato che aumentando la percentuale di un elemento fino ad un valore specifico in target di lega metallica, il rendimento di emissione degli ioni può migliorare e raggiungere un massimo. Se la percentuale supera questo valore, il rendimento diminuisce fino ad un valore corrispondente all'emissione del target puro [13, 14]. In ogni caso, un contenuto molto basso di drogante in un target può migliorare l'emissione di ioni e aumentare sensibilmente il rendimento del sistema [15], rendendo questa tecnica davvero unica.

Questo lavoro è stato focalizzato sull'emissione di ioni da plasma utilizzando target di rame puro e drogati con atomi di berillio e stagno. Gli effetti del 2% di massa Be e del 4% di massa di Sn sono stati confrontati con l'emissione di ioni dal target di rame puro, prodotto nelle stesse condizioni sperimentali.

## SETUP SPERIMENTALE

Il setup sperimentale consiste di un laser ad eccimeri KrF ( $\lambda = 248$  nm,  $\tau_{FWHM} = 23$  ns) focalizzato sulla superficie del target con un angolo di 70° rispetto alla sua normale. Le fluenze laser utilizzate in questo lavoro sono state 1.2, 2.4 e 4.8 J/cm<sup>2</sup>. Come target sono stati utilizzati dischetti di Cu, Cu/Be e Cu/Sn, forniti dalla Goodfellow Cambridge Limited. I target sono stati fissati su un supporto cilindrico



**Figura 1:** Schema dell'apparato sperimentale. FC: Coppa di Faraday,  $V_{bias}$ : Tensione applicata alla FC,  $V_{out}$ : Tensione letta, dovuta alla carica ionica raccolta.

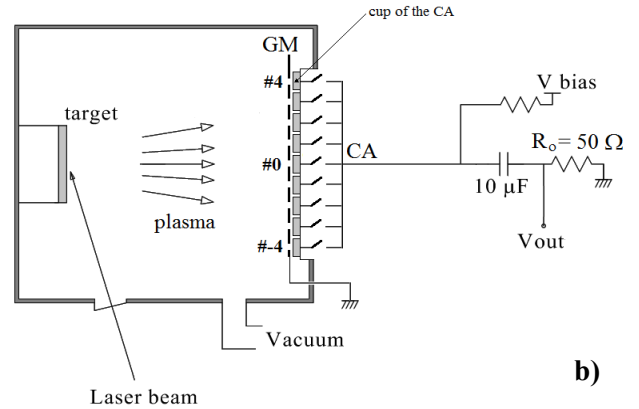
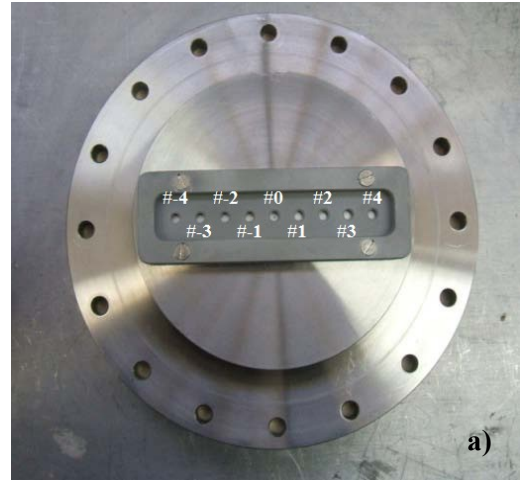
montato in una camera da vuoto (pressione limite di  $\approx 10^{-6}$  mbar), come mostrato nella schematizzazione dell'apparato sperimentale in Fig. 1.

I segnali ionici di corrente in funzione del tempo di volo sono stati registrati utilizzando una coppa di Faraday (FC) come collettore di ioni, 7,7 cm di diametro, montata di fronte al target ad una distanza di 20 cm. Per le misure di distribuzione angolare di carica si è invece utilizzato un array di collettori (CA) composto da un sistema di 9 piccole coppe di Faraday, Fig. 2a. Una maschera metallica con dei fori collegata a massa (GM) è stata montata sopra al CA ad una distanza di 2 mm. Ogni coppa del CA ha un diametro di 9.5 mm, ed è distante 1 millimetro l'una dall'altra. Ogni foro del GM è di 5 mm di diametro, in asse con la coppa corrispondente. La Fig. 2b mostra la schematizzazione dell'apparato sperimentale con CA e GM.

Durante le misure di carica, la tensione di polarizzazione della FC così come di ogni coppa dell'array è stata fissata a -100 V al fine di registrare le cariche positive e di assicurare il regime di saturazione. La presenza del GM ha permesso di avere libera espansione del plasma nella regione target-GM e di migliorare la raccolta. Le distribuzioni di carica sono state misurate ad una distanza fissa di 20 cm dal target.

## RISULTATI E DISCUSSIONI

Esempi di spettri TOF di ioni emessi da plasmi di Cu, Cu/Be e Cu/Sn alla fluensa laser più alta di  $4,8 \text{ J/cm}^2$  sono mostrati in Fig. 3. I segnali sono stati registrati da un oscilloscopio digitale che collega la FC al circuito RC [16], come mostrato in Fig. 1. Si può osser-

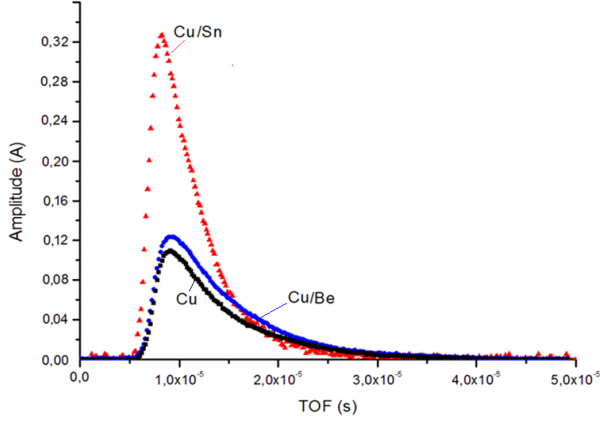


**Figura 2:** a) Foto della flangia da vuoto in cui è stata montata la maschera metallica sopra l'array di coppe; b) schema dell'apparato sperimentale per lo studio della distribuzione angolare. CA: Array di coppe, GM: Maschera metallica forata.

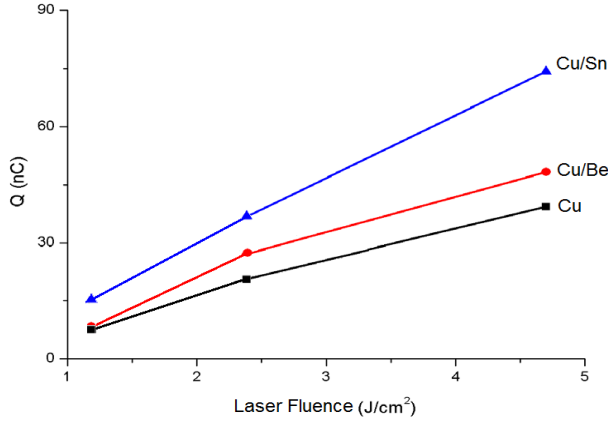
vare come il valore massimo di corrente di ioni emesso dai target drogati è superiore a quello della corrente ionica emessa dal plasma puro di Cu prodotto in condizioni di irraggiamento identiche, in accordo con i risultati che si otterrebbero con alto Z drogante [17,18]. La carica raccolta è stata stimata di 5.2, 2.6 e 2.4 mC per plasmi di Cu/Sn, Cu/Be e Cu, rispettivamente.

In seguito sono state effettuate misure di distribuzione angolare sostituendo la FC con la CA. La Fig. 4 mostra l'andamento della carica  $Q$  al variare della fluensa laser, raccolta dalla coppa centrale #0 dell'array. Otteniamo, ovviamente, un valore inferiore rispetto alla carica mostrata in Fig. 3 a causa della piccola area della coppa. Come nel caso della FC, sono state eseguite misure a valori di fluensa laser di 1.2, 2.4 e  $4.8 \text{ J/cm}^2$ , raccogliendo il segnale di corrente su ogni coppa del CA. Gli spettri ottenuti hanno esibito ancora una intensità di corrente più elevata per i

target drogati, come mostrano gli andamenti in Fig. 4, ma con diverse percentuali in base alla posizione della coppa. In particolare, per la coppa centrale #0 abbiamo trovato che il plasma prodotto da target Cu/Sn ha mostrato un guadagno di circa  $\approx 50\%$  rispetto a quello prodotto dal Cu puro, mentre il plasma prodotto dal target di Cu/Be ha mostrato un valore simile di



**Figura 3:** Segnali di ioni emessi da Cu, Cu/Be e Cu/Sn alla fluensa laser di  $4.8 \text{ J/cm}^2$ .



**Figura 4:** Andamento della carica raccolta dalla coppa centrale #0 in funzione della fluensa laser per i tre target utilizzati.

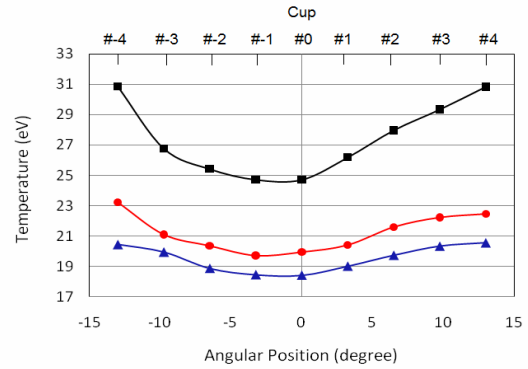
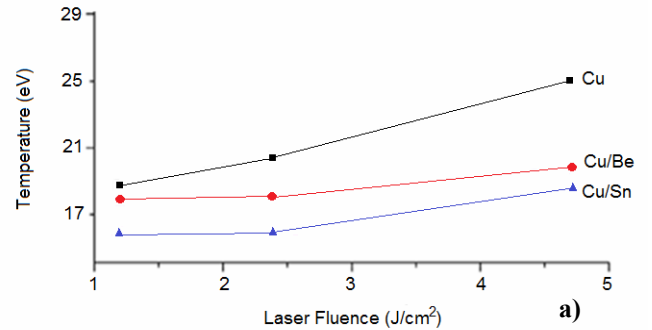
carica a valori di fluensa più bassi raggiungendo un guadagno di circa il 20% al valore più elevato di fluensa laser (Fig. 4).

È interessante notare come la presenza del 2% di Be e del 4% di Sn possa modificare le proprietà termodinamiche, quelle ottiche e la diffusione termica del film di Cu ottenendo differenze nei processi di ablazione laser. Tuttavia, i valori di energia necessaria per vaporizzare i materiali non sono molto diversi (l'entalpia di vaporizzazione del Cu, Be e Sn sono

304.6, 294.7 e  $290.4 \text{ kJ/mol}$ , rispettivamente) e sembrerebbe quindi che il 2% di massa di berillio e il 4% di massa di stagno influisca molto debolmente sul processo di ablazione. Pertanto, l'emissione maggiore di ioni a causa dei droganti potrebbe dipendere esclusivamente dai processi coinvolti durante l'interazione del laser con la piuma di plasma [19] e dai processi di accelerazione e ricombinazione che si verificano sia durante la generazione del plasma che la libera espansione in vuoto. Infatti, la presenza di ioni Sn e Be abbassa il rate di ricombinazione degli ioni Cu poiché collisioni e processi di ricombinazione tra i costituenti di un plasma si modificano quando abbiamo in un gas specie atomiche diverse[20].

Al fine di determinare la temperatura  $T$  (si suppone di avere in grande prevalenza stati di carica +1) e la velocità del centro-di-massa  $v_d$  degli ioni a diverse condizioni di irraggiamento, è stato fatto un fit sui segnali di ioni con l'espressione della corrente ionica derivata dalla funzione di distribuzione di Maxwell-

$$I(t) \propto \frac{1}{t^4} \exp \left[ -\frac{m}{2kT} \left( \frac{x}{t} - v_d \right)^2 \right] \quad (1)$$

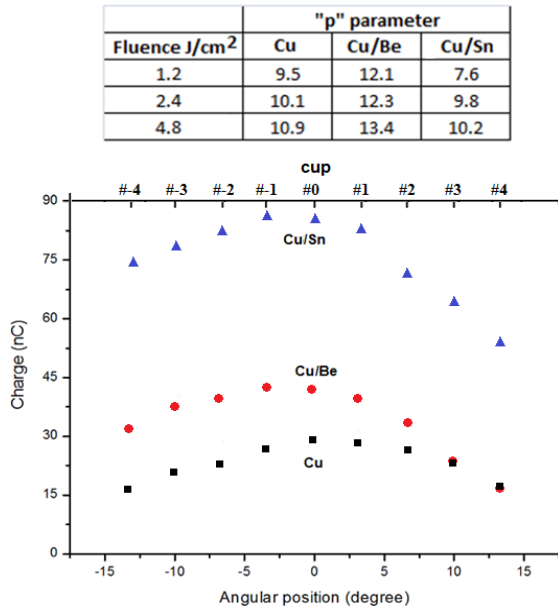


**Figura 5: a)** Andamento della temperatura per la coppa #0 dell'array, per i tre diversi target alle diverse fluense laser; **b)** Andamento della distribuzione angolare della temperatura per i tre diversi target alla fluensa laser di  $4.8 \text{ J/cm}^2$ .

Boltzmann shiftata, tenendo conto della sensibilità del collettore di ioni [21]

dove  $k$  è la costante di Boltzmann ed  $m$  è la massa delle particelle. La velocità del centro di massa degli ioni  $v_d$  è legata alle forze idrodinamiche ed elettrostatiche [24].

La Fig. 5a mostra l'andamento della temperatura sulla fluencia laser mentre la Fig. 5b mostra l'andamento angolare di  $T$  stimato con la CA a  $4,8 \text{ J/cm}^2$ . I risultati mostrati in Fig. 5b potrebbero essere una conseguenza dei processi di ricombinazione: con l'ipotesi che la piuma si espande adiabaticamente nel vuoto in condizioni di equilibrio termico locale [19], la temperatura del plasma  $T$  è legata all'energia media delle particelle che ricevono l'energia rilasciata dai processi di ri-



**Figura 6:** Andamento della distribuzione angolare della carica per i tre diversi target alla fluencia laser di  $4.8 \text{ J/cm}^2$ .

combinazione. Il valore minimo al centro del segnale TOF della distribuzione si ha a causa della distribuzione angolare degli stati di carica, in cui gli ioni sono più energetici e portano la carica più alta lungo l'asse della piuma [24]. Questo si correla con la distribuzione angolare degli ioni, mostrata in Fig. 6. Il movimento degli ioni più energetici del plasma è di solito diretto lungo la normale della superficie di destinazione [19] o è leggermente inclinato verso la direzione del raggio laser [24].

Le curve riportate nella Fig. 6 sono state fittate con una funzione somma di coseno e di  $\cos^p$  della carica

$$\frac{dQ}{d\Omega} = A \cos(\theta - C) + B \cos^p \theta \quad (2)$$

Q sull'angolo solido  $\Omega$  [22]:

dove  $A$  and  $B$  sono i coefficienti di proporzionalità,  $C$  è un parametro sperimentale, " $p$ " è un parametro empirico che tiene conto della forma della piuma di plasma e  $\theta$  è l'angolo zenitale rispetto alla normale al target con l'origine nel punto di interazione laser.

Il primo termine della (2) tiene in considerazione la componente termica del plasma, mentre il secondo che è il più importante, rappresenta la componente attribuita agli ioni accelerati. Attraverso la (2), è stato ricavato il valore del parametro " $p$ " che è risultato essere di circa 13 per il plasma Cu/Be, 10 per quello Cu/Sn e 11 per quello puro di Cu. E' evidente che il drogaggio di Be dà forma ad un picco più allungato ed è probabilmente dovuto alla presenza di ioni più leggeri che riducono la componente trasversale della velocità termica [23].

## CONCLUSIONI

In questo lavoro è stato studiato il plasma prodotto da un fascio laser KrF di  $10^8 \text{ W/cm}^2$  focalizzato su target puri e drogati a base di rame al fine di valutare gli effetti della presenza di elementi droganti nel plasma prodotto. Le analisi degli spettri TOF hanno mostrato che il plasma di Cu contenente il 2% di massa di Be e il 4% di massa di Sn migliora il rendimento di carica prodotta fino al 50% e mostra una diminuzione della larghezza della sua piuma rispetto a quella prodotta da Cu puro. Questo fenomeno è stato attribuito alla diminuzione del rate di ricombinazione durante l'espansione del plasma. Inoltre, i dati sperimentali hanno confermato che la velocità della piuma non viene modificata con la presenza di questi elementi droganti e ciò è dovuto al fatto che le percentuali sono relativamente basse. I dati sperimentali hanno anche mostrato una collimazione maggiore degli ioni da target Cu/Be che potrebbe essere causato dalla presenza dei leggeri ioni berillio.

Inoltre tutte le distribuzioni mostrano una un massimo intorno alla posizione centrale della piuma e una leggera asimmetria che si verifica nel semispazio tra target e dove incide il fascio laser.

## REFERENCES

- [1] D. Doria, A. Lorusso, F. Belloni, V. Nassisi, L. Torrisi, S. Gammino, *Laser Part. Beams* **22**, 461 (2004)
- [2] J. Fuchs, P. Antici, E. d'Humières, E. Lefebvre, M. Borghesi, E. Brambrink, C.A. Cecchetti, M. Kaluza, V. Malka, M. Manclossi, S. Meyroneinc, P. Mora, J.

- Schreiber, T. Toncian, H. P'epin, P. Audebert, *Nature Phys.* **2**, 48 (2006)
- [3] A. Yogo, M. Nishiuchi, A. Fukumi, Z. Li, K. Ogura, A. Sagisaka, S. Oimo, M. Kado, Y. Hayashi, M. Mori, H. Daido, K. Nemoto, Y. Oishi, T. Nayuki, T. Fujii, S. Nakamura, T. Shirai, Y. Iwashita, A. Noda, *Appl. Phys. B* **83**, 487 (2006)
- [4] S. Amoroso, R. Bruzzese, N. Spinelli, R. Velotta, *J. Phys. B* **32**, 131 (1999)
- [5] F. Claeysens, S.J. Henley, M.N.R. Ashfold, *J. Appl. Phys.* **94**, 2203 (2003)
- [6] J.R. Conrad, J.L. Radtke, R.A. Dodd, J. Worzala, N.C. Tran, *J. Appl. Phys.* **62**, 4591 (1987)
- [7] D. Doria, A. Lorusso, F. Belloni, V. Nassisi, *Rev. Sci. Instrum.* **75**, 387 (2004)
- [8] D.B. Chrisey, G.K. Hubler, *Pulser Laser Deposition of Thin Film* (Wiley, New York, 1994)
- [9] Fuchs J., Antici P., D'Humieres E., Lefebvre E., Borghesi M., Brambrink E., Cecchetti, C.A. Kaluza, M., Malka V., Manclossi M., Meyroneinc S., Mora P., Schreiber J., Toncian T., Pepin H., Audebert R., *Nat. Phys.* **2**, 48–54 (2006)
- [10] Yogo A., Nishiuchi M., Fukumi A., Li Z.; Ogura K., Sagisaka A., Orimo S., Kado M., Hayashi, Y.; Mori, M.; Daido, H.; Nemoto, K.; Oishi, Y.; Nayuki, T.; Fujii, T.; Nakamura, S.; Shirai, T.; Iwashita, Y.; Noda A., *Appl. Phys. B* **83**, 487–489 (2006)
- [11] Clark E.L., Krushelnick K., Zepf M., Beg F.N., Tatarakis M., Machacek A., Santala M., Watts I., Norreys P.A., Dangor A.E., *Phys. Rev. Lett.* **85**, 1654–1657 (2000)
- [12] Badziak J., Kasperczuk A., Parys P., Pisarczyk T., Rosiński M., Ryć L., Wołowski J., Suchańska R., Krása J., Krousky E., Láska L., Mašek K., Pfeifer M., Rohlena K., Skála J., Ullschmied J., Dhareshwar L.J., Földes I.B., Suta T., Borrielli A., Mezzasalma A., Torrisi L., Pisarczyk P., *Appl. Phys. Lett.* **92**, 211502 1–3 (2008)
- [13] Chakera J.A., Arora V., Sailaja S., Kumbhare S.R., Naik P.A., Gupta P.D., Gupta N.K., Godwal B.K., *Appl. Phys. Lett.* **83**, 27–29 (2003)
- [14] Chaurasia S., Munda D.S., Murali C.G., Gupta N.K., Dhareshwar L.J., *J. Appl. Phys.* **103**, 013307 1–7 (2008)
- [15] Krása J., Láska L., Rohlena K., Lorusso A., Nassisi V., Czarnecka A., Parys P., Ryć L., Wołowski J. *Appl. Phys. Lett.* **2008**, 93, 191503.
- [16] E. Woryna, P. Parys, J. Wołowski and W. Mroz, *Laser Part. Beams* **14**, 293 (1996)
- [17] A. Lorusso, J. Krása, L. Láska, V. Nassisi and L. Velardi, *Eur. Phys. J. D* **54**, 473–476 (2009)
- [18] Velyhan A., Krása J., Krouský E., Láska L., Margaroni D., Pfeifer M., Rohlena K., Skála J., Ullschmied J., Lorusso A., Velardi L. and Nassisi V., *Rad. Eff. Def. Solids* **165**, 488 — 494 (2010)
- [19] S. Amoroso, R. Bruzzese, N. Spinelli, R. Velotta, *J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys.* **32**, R131 (1999)
- [20] E.S. Sennhauser, D.A. Armstrong and J.M. Warman, *Rad. Phys. Chem.* **15**, 479–483 (1977)
- [21] Kelly R. and Dreyfus R.W. *Surf. Sci.* **198**, 263–276 (1988).
- [22] A. Thum-Jager, K. Rohr, *J. Phys. A: Appl. Phys.* **32**, 2827 (1999)
- [23] H. Zhang, “Ion Sources”, *Science Press, Springer* (1999)
- [24] Krása J., Lorusso A., Nassisi V., Velardi L. and Velyhan A. *Laser Part. Beams* **29**, 113–119 (2011).